

Messung der Elektronenpolarisation mit gesteigerter Genauigkeit

von

Hans Bienlein

aus Bayreuth

1958

MESSUNG DER ELEKTRONENPOLARISATION
MIT GESTEIGERTER GENAUIGKEIT.

INAUGURALDISSERTATION
DER NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT DER
FRIEDRICH-ALEXANDER-UNIVERSITÄT ERLANGEN

ZUR
ERLANGUNG DES DOKTORGRADES

VORGELEGT VON
HANS B I E N L E I N
AUS BAYREUTH

ERLANGEN 1958



Als Dissertation genehmigt von der Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Erlangen.

Tag der mündlichen Prüfung: 19. Februar 1958.

Dekan:	Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann
1. Berichterstatter:	Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann
2. Berichterstatter:	Univers.-Prof. Dr. E. Mollwo

Eine Messung der Energieabhängigkeit der Elektronenpolarisation kann heute nur durch Mott-Streuung erfolgen. Die Elektronen erleiden in ihrer Richtungs- und Energiezusammensetzung in jeder experimentell herstellbaren Apparatur sehr verwickelte Schicksale. Somit ist Voraussetzung für eine genaue Polarisationsmessung, daß alle übrigen Einflüsse klein gegenüber den gewünschten Effekten gemacht werden. Der Polarisationsgrad wird z.B. schon durch die Präparatunterlage und durch spätere Streuvorgänge erheblich beeinflußt.

Die vorliegende Arbeit ist eine Weiterführung einer Arbeit von BIENTLEIN, FLEISCHMANN, WEGENER (Zs.Phys.150, 80 (1958)). Die vorliegende Arbeit geht über obige Arbeit hinaus in der Analysation der Störeinflüsse beim Streuvorgang (Zweifach- und Mehrfachstreuung), wozu Hilfsmessungen durchgeführt wurden. Ferner werden Einzelheiten über andere Störeinflüsse (experimentelle Maßnahmen zu ihrer Beseitigung und Berechnung von Korrekturfaktoren) mitgeteilt. In diesen Punkten hatte die obige Arbeit nur vorläufige Ergebnisse mitgeteilt.

Inhaltsverzeichnis:

	Seite
Zusammenfassung	3
§1. Theoretische Grundlagen der Elektronen- polarisation beim Beta-Zerfall.	4
§2. Die experimentelle Aufgabenstellung.	5
§3. Die Versuchsanordnung im allgemeinen.	7
§4. Einzelheiten der Versuchsanordnung	8
Das Präparat	
Abschirmung der Gamma-Strahlung	
Die magnetische Linse	
Das elektrische Feld	
Der Streuteil	
Der Nachweis	
§5. Versuche mit dem elektrostatischen Beta-Spektrometer	13
§6. Die Streuung	17
Die Mott-Streuung und ihre Asymmetrie	
Störeinflüsse bei der Streuung.	
§6c. Hilfsmessungen über den Einfluß von Zweifach-u.Mehrfachstreuung in der Streufolie	23
§7. Messungen, Auswertungen, Korrekturen, Ergebnisse	29
§8. Vergleich der eigenen Ergebnisse mit der Theorie und anderen Autoren.	38

Zusammenfassung.

Die Polarisierung der Elektronen des erlaubten GT-Strahlers Co^{60} wird für $v/c = 0,66$ nach Ablenkung um 110° im elektrischen Feld eines Kugelkondensators und nachfolgender Mott-Streuung gemessen als $P = -0,635 \pm 0,04$. Dabei wird besonderer Wert auf eine sorgfältige Analyse der systematischen Fehlerquellen und deren Beseitigung gelegt. Folgende Einflüsse werden behandelt: Störung durch Gammastrahlung und Streuelektronen, Rückstreuung an der Präparatunterlage, Eigenstreuung im Präparat, Zweifach- und Mehrfachstreuung in der Streufolie, aus dem Elektronenauslaufgefäß rückgestreute Elektronen. Ein restlicher systematischer Fehler wegen dieser Effekte ist kleiner als 3%. Es bleibt ein systematischer Fehler von höchstens 5% bestehen wegen der Unsicherheit der theoretischen Berechnung der Asymmetriefunktion der Mott-Streuung, für die der Einfluß der Hüllenabschirmung nicht bekannt ist.

Der gemessene Polarisationsgrad stimmt innerhalb der Fehlergrenze mit v/c überein. Eine Aussage über den Imaginäranteil der Kopplungskonstanten kann bei der vorliegenden Genauigkeit noch nicht gemacht werden. Das Ergebnis ist in Übereinstimmung mit folgender Wahl der Kopplungskonstanten: $C_T = -C'_T$, $C_A = +C'_A$.

§1. Theoretische Grundlagen der Elektronenpolarisation beim Beta-Zerfall.

Die Beta-Zerfall-Elektronen können longitudinal polarisiert sein, wenn die Beta-Wechselwirkung [1] paritäts-nicht-erhaltend [2] ist. Man findet für den Polarisationsgrad P der longitudinalen Elektronenpolarisation erlaubter Beta-Übergänge [3] :

$$(1) \quad P = \frac{G \cdot \frac{v_e}{c}}{1 + b \cdot \frac{m_0 c^2}{E_e}}$$

v_e = Elektronengeschwindigkeit
 E_e = Elektronengesamtenergie
 p_e = Elektronenimpuls
 b = Fierz-Interferenzterm

Der Faktor G hängt ab von den Kopplungskonstanten des Beta-Zerfalls (C paritäts-erhaltend, C' paritäts-nicht-erhaltend) und den Matrixelementen des Überganges (M_F bei Fermi-, M_{GT} bei Gamov-Teller-Wechselwirkung).

$$(2) \quad G \cdot \xi = |M_F|^2 \cdot \left\{ -2 \operatorname{Re}(C_S C'_S{}^* - C_V C'_V{}^*) + \frac{\alpha Z}{p_e/m_0 c} \cdot 2 \operatorname{Im}(C_S C'_V{}^* + C'_S C_V{}^*) \right\} \\ + |M_{GT}|^2 \cdot \left\{ -2 \operatorname{Re}(C_T C'_T{}^* - C_A C'_A{}^*) + \frac{\alpha Z}{p_e/m_0 c} \cdot 2 \operatorname{Im}(C_T C'_A{}^* + C'_T C_A{}^*) \right\} \\ \xi = |M_F|^2 \cdot \{ |C_S|^2 + |C'_S|^2 + |C_V|^2 + |C'_V|^2 \} + \\ + |M_{GT}|^2 \cdot \{ |C_T|^2 + |C_A|^2 + |C'_T|^2 + |C'_A|^2 \}$$

+ für Positonen-Zerfall, - für Negatonen-Zerfall

Nach Ausweis des Experimentes ist $b_{GT} = 0$ [4] und $b_F = 0$ [5] .

Auf Grund der Matrixelemente kann man folgende Fälle unterscheiden: reine GT-Strahler, reine F-Strahler, gemischte Übergänge. Bei den beiden ersten Fällen ist G schließlich nicht mehr abhängig von den Matrixelementen. Man kann also durch Bestimmung von G Aufschluß bekommen über die Kopplungskonstanten. Für gemischte Übergänge fällt auf, daß G keine Interferenzterme zwischen F- und GT-Wechselwirkung enthält. Man kann also aus der Elektronenpolarisation keinen Aufschluß über die relative Phase der F- und GT-Kopplungskonstanten erhalten.

Auf Grund der Kopplungskonstanten kann man folgende Fälle unterscheiden: Falls die Kopplungskonstanten reell sind, d.h. wenn der Wechselwirkungsoperator bei Zeitumkehr erhalten bleibt [3], ist G unabhängig von der Elektronenenergie. Andererseits: sollte sich zeigen, daß G von der Elektronengeschwindigkeit abhängt, d.h. daß P anders als $\sim v_e$ von der Elektronengeschwindigkeit abhängt, dann ist die Beta-Wechselwirkung nicht invariant gegenüber Zeitumkehr. Dies ist jedoch nur eine "Kann-" Beziehung. Falls G energieunabhängig ist, darf noch nicht geschlossen werden, daß die Wechselwirkung bei Zeitumkehr erhalten bleibt, da sich der Imaginärteil der Kombination der Wechselwirkungskonstanten gerade wegheben kann.

§2. Die experimentelle Aufgabenstellung.

a) Prinzipiell. Aufgabe der vorliegenden Arbeit ist es, die Größe G mit gesteigerter Genauigkeit zu bestimmen. Zu diesem Zweck wird die Elektronengeschwindigkeit v_e und der Polarisationsgrad P gemessen. Damit können dann Aussagen gewonnen werden über: 1) die Nicht-Erhaltung der Parität beim Beta-Zerfall, 2) Kopplungskonstante, 3) Matrixelemente. In der vorliegenden Arbeit soll zunächst ein reiner GT-Strahler untersucht werden. Wie schon erwähnt, fallen dann die Matrixelemente im Ausdruck G heraus und man bekommt Aussagen über die Kopplungskonstanten.

b) Die Wahl von Co^{60} . Als Strahler wurde $_{27}Co^{60}$ gewählt, da dieser Kern und sein Zerfall anderweitig gut bekannt sind [6]. Insbesondere sind verschiedene Experimente zur Paritäts-Nicht-Erhaltung an ihm gemacht worden [7] [8] [9] [10]. $_{27}Co^{60}$ hat $K \equiv 5^+$ und zerfällt in $_{28}Ni^{60}$ mit $K \equiv 4^+$ (das wieder über eine E2-E2-Kaskade in den Grundzustand übergeht). Co^{60} macht somit einen erlaubten, reinen GT-Übergang. Die Elektronen haben eine Grenzenergie von 306 keV mit einem Maximum bei 80 keV [6], die Elektronenenergie liegt für die zur Messung der Polarisierung benötigten Apparatur günstig.

c) Möglichkeiten zur Messung der Elektronenpolarisation.

Zur Messung der Elektronenpolarisation eignen sich die Mott-Streuung und die Moeller-Streuung an ausgerichteten Elektronen (magnetisiertes Eisen). Der Wirkungsquerschnitt der Moeller-Streuung wird jedoch erst für Elektronenenergien ab etwa 1 MeV hinreichend groß, während der Wirkungsquerschnitt und die Streuasymmetrie der Mott-Streuung gerade für kleinere Energien groß sind. Die beiden Methoden ergänzen sich also gegenseitig. Die Bremsstrahlung polarisierter Elektronen ist in Vorwärtsrichtung zirkular polarisiert, wodurch ein weiteres Mittel zum Nachweis gegeben ist [36]. Die Polarisation von Positonen läßt sich mit Mott-Streuung nicht nachweisen, aber mit Moeller-Streuung. Ferner ist die Untersuchung von Positronium [11] und der Vernichtungsstrahlung [12] wenigstens zum qualitativen Nachweis der Positonen-Polarisation geeignet. Hier wird Mott-Streuung verwendet.

d) Abgrenzung gegen andere Arbeiten zur Elektronenpolarisation.

Ungefähr gleichzeitig mit dieser Arbeit wurde eine Reihe weiterer Arbeiten über Elektronenpolarisation mit Nachweis durch Mott-Streuung ausgeführt, teils sogar am Co^{60} [13] [14] oder anderen reinen GT-Übergängen [15], die ja denselben Wert für G liefern sollten. Man findet übereinstimmend $P \approx v_e/c \pm 20\%$. Dieser relativ große Fehler, der genaue Aussagen gegenüber der Theorie nicht zuläßt, rührt zunächst daher, daß ein kleiner statistischer Fehler nur durch sehr lange Meßzeiten zu erreichen ist. Diese aufzuwenden hat aber im Moment noch keinen Sinn, da dann systematische Fehler von etwa 15% von Bedeutung wären. Die obigen Autoren haben deshalb alle verschiedenen Beta-Strahler auf ihre Polarisation hin verglichen und eine Absolutmessung nicht angestrebt. Ziel dieser Arbeit ist es, die Quellen systematischer Fehler zu analysieren und experimentell weitgehend zu beseitigen. Im Moment ist es möglich, die systematischen Fehler auf 5% einzuengen. Dadurch wird es sinnvoll, auch eine statistische Genauigkeit von 5% anzustreben.

§3. Die Versuchsanordnung im allgemeinen.

a) Prinzip. Die Messung der Elektronenpolarisation soll geschehen mit Hilfe der Mott-Streuung, die für transversale Polarisation eine azimutale Asymmetrie zeigt. Die Umwandlung der longitudinalen Elektronenpolarisation in eine transversale geschieht durch Ablenkung der Elektronen in einem elektrischen Zylinderfeld [16], wobei der Spin seine Richtung beibehält. Das elektrische Feld dient gleichzeitig als elektrostatisches Beta-Spektrometer zur Messung der Elektronengeschwindigkeit v_e .

b) Der Aufbau der Apparatur. Figur 1) (Lichtpause am Schluß) zeigt die Versuchsanordnung. Sie besteht aus einem gebogenen Glasrohr von 8 cm Durchmesser und 25 cm Krümmungsradius. Die Elektronen laufen vollständig im Glas. Der Abstand von 1 m zwischen dem Präparat und den Zählrohren zum Nachweis ermöglicht die Abschirmung der Gammastrahlung. Beides sind entschiedene Vorteile gegenüber den Anordnungen anderer Autoren [13] [14], die die gesamte Anlage in zylindrischen Vakuumkammern von etwa 30 cm Durchmesser untergebracht haben und einen erheblichen Untergrund von undefiniert gestreuten Elektronen haben. Dies führte bei Poppema und De Waard (Mitteilung auf der Rehovoth-Konferenz) dazu, daß der gemessene Polarisationsgrad wegen dieser Störeffekte von der Stellung des Präparates abhing. Das Präparat P wird durch die magnetische Linse L auf den Eingang des elektrischen Feldes 1:1 abgebildet. Im elektrischen Feld wird eine bestimmte Elektronenenergie ausgesondert und der Spin der Elektronen, der zunächst in der Ausbreitungsrichtung steht, senkrecht zur Ausbreitungsrichtung gedreht. Durch das Feld und anschließende Blenden wird der Elektronenstrahl gebündelt. Er trifft dann auf die Streufolie. Von dort werden die Elektronen unter 120° in die Zähler Z_L und Z_R gestreut (die in der Zeichnung um 90° gedreht zu denken sind, sodaß Z_L über und Z_R unter die Zeichenebene zu liegen kommt). Die nicht erwünscht gestreuten Elektronen können sich in der großen Glasglocke G totlaufen. Dieser letzte Punkt muß als eine Verbesserung gegenüber den Anordnungen anderer Gruppen [13] [14] angesehen werden.

§4. Einzelheiten der Versuchsanordnung.

1. Das Präparat. Das Co^{60} -Präparat hat eine Stärke von 10 mC (man erhält damit im Zähler etwa 0,4 Elektronen pro Sekunde). Es ist elektrolytisch mit einer Schichtdicke von 1 mg/cm^2 auf eine Cu-Unterlage von 12 mg/cm^2 aufgebracht. Die Cu-Unterlage ist so dick, daß sie im Bereich der Sättigungsrückdiffusion liegt. Dies bedingt eine Korrektur am Ergebnis (§7c). Das Präparat ist geerdet, um Aufladungen zu vermeiden [17]. Die meisten Elektronen, die aus dem Präparat austreten, treffen auf die Glaswände der Umgebung, wo ein Teil von ihnen rückgestreut wird. Sie spielen jedoch im Vergleich zu den erwünscht laufenden keine Rolle, da sie im allgemeinen nicht die richtigen Anfangsbedingungen zum Durchlaufen des elektrischen Feldes haben.

2. Abschirmung der Gamma-Strahlung. Bei der Abschirmung der Gamma-Strahlung (bei Co^{60} hat sie 1,1 und 1,3 MeV) muß man unterscheiden zwischen direkter Strahlung und Streustrahlung. Der direkte Strahl wird durch 30 cm Pb und 1 m Abstand auf den ca. $N_0 \cdot 10^{-12}$ -ten Teil (N_0 Primärintensität) heruntergedrückt. Wegen der geringen Gamma-Empfindlichkeit der verwendeten Beta-Zählrohre ($\approx 1\%$) folgt, daß nur etwa alle 10 Tage ein direktes Gammaquant gezählt wird. Durch Versuche wurde festgestellt, daß die Gamma-Streustrahlung am wirkungsvollsten dadurch beseitigt wird, daß das Glasrohr in der Umgebung des Präparates rundum in 5 cm Pb eingehüllt wird. Dadurch erhält man einen gebündelten Gamma-Strahl, sodaß nur noch wenige Teile der Apparatur zur Streustrahlung beitragen können. Streustrahlung von den Wänden des Raumes ist wegen des sehr viel größeren Abstandes gegenüber der Streustrahlung an der Apparatur von geringerer Wirkung. Durch diese Maßnahmen wurde der Gamma-Untergrund vollständig beseitigt.

3. Die magnetische Linse. Die magnetische Linse hat 12 cm Brennweite für 166 keV Elektronen bei 0,6 Amp Spulenstrom und 2·5000 Windungen (gemessen und berechnet). Sie ist wassergekühlt. Ihr Zweck ist: 1. Das Präparat wird vom Nachweisteil weiter getrennt.

sodaß die Möglichkeit einer besseren Abschirmung der Gamma-Strahlung (insbesondere der Streustrahlung) geschaffen wird.

2. Man erhält eine Fokussierung der Elektronen. Die Linse macht eine 1:1 Abbildung des Präparates in den Eingang des elektrischen Feldes. Dadurch wird ein größerer Raumwinkel der aus dem Präparat austretenden Elektronen ausgenutzt. Experimentell findet man eine Intensitätssteigerung auf das Siebenfache.

3. Es findet eine Vordiskriminierung der Elektronenenergie statt. Die magnetische Linse übt auf den longitudinalen Spin der Elektronen keinen Einfluß aus (die magnetische Feldstärke der Linse und das magnetische Moment der Elektronen stehen für die in der Mittelachse laufenden Elektronen parallel, für die divergent laufenden sorgt die Drehung des Spins gerade dafür, daß dieser wieder parallel zur (Schrauben-) Bahn der Elektronen steht).

4. Das elektrische Feld.

a) Umlenkung des Spins. Laufen longitudinal polarisierte Elektronen in ein transversales elektrisches Feld (realisiert durch das Feld eines Zylinder- oder Kugel-Kondensators), so wird die Richtung des Impulses der Elektronen geändert, während ihr Spin seine Richtung beibehält (bzw. eine geringe Mitdrehung nur einen relativistischen Einfluß darstellt) [16]. Dadurch kann im Falle langsamer Elektronen durch Ablenkung um rund 90° ein longitudinaler Spin in einen transversalen verwandelt werden. Allgemein ist:

(3)

$$\Delta\alpha = \frac{E_{\text{kin}}}{E} \cdot \Delta\gamma$$

$\Delta\alpha$ = Drehung des Spins

$\Delta\gamma$ = Drehung des Impulses

E_{kin} = kinetische Elektronenenergie

E = Elektronengesamtenergie

In unserem Falle werden Elektronen von 166 keV um 110° abgelenkt. Der Spin wird dabei um 27° gedreht, schließt also mit dem Impuls einen Winkel von 83° ein. Diese unvollständige Umlenkung des Spins bedingt später eine Korrektur des Ergebnisses.

b) Beta-Spektrometer. Das elektrische Feld dient neben der Umlenkung des Spins gleichzeitig als elektrostatisches Beta-Spektrometer. Da ein solches in der Literatur [18] noch nicht beschrieben wurde, soll hier näher darauf eingegangen werden.

1) Konstruktion. Die Feldplatten (aus Cu gedrückt) stellen den Ausschnitt aus einem Kugelkondensator dar. Der Krümmungsradius ist $R = 25$ cm, der Plattenabstand beträgt $d = 3$ cm. Der Winkel des Feldes ist 110° (dadurch festgelegt, daß man möglichst maximale Umlenkung des Spins erreichen will). Die äußere Feldplatte ist geerdet, an die innere kann Hochspannung bis zu +50 kV angelegt werden.

2) Messung der Energie. Die Messung der Elektronenenergie geschieht durch Messung der angelegten Plattenspannung U und Auswertung mit Hilfe der Beziehung (E = Elektronengesamtenergie)

$$(4) \quad e \cdot \frac{U}{d} \cdot R = p_e \cdot v_e = m_0 c^2 \frac{v^2/c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{1}{m_0 c^2} \frac{E^2 - (m_0 c^2)^2}{E}$$

Bei Angabe der wahren Elektronenenergie ist zu berücksichtigen, daß die Soll-Elektronen vom geerdeten Präparat bis zum Feld noch die Spannung $U/2$ durchlaufen und dabei Energie gewinnen.

3) Durchlässigkeit des Spektrometers. Die Energieabhängigkeit der Durchlässigkeit eines Beta-Spektrometers wurde relativistisch gerechnet unter Berücksichtigung einer Vereinfachung, die sich ergibt, da die Feldstärke ungefähr senkrecht auf der Geschwindigkeitsrichtung der Elektronen steht (Vereinfachung der Bewegungsgleichung). Man findet

$$(5) \quad N(E) = \frac{E^2 + (m_0 c^2)^2}{E^2 - (m_0 c^2)^2} \cdot \frac{Z(E)}{E}$$

Z = durchgelassene Intensität
 N = wahre Intensität

Für 100 keV-Elektronen findet man eine Durchlässigkeit von etwa 0,01% beim vorliegenden Spektrometer. Die gemessene Durchlässigkeit stimmt mit der berechneten recht gut überein.

Die Durchlässigkeit des Spektrometers hängt ab von der Art des Feldes (Zylinderkondensator, Kugelkondensator oder ähnliches), da diese verschiedene fokussierende Eigenschaften besitzen. Man charakterisiert die verschiedenen Fälle durch den Quotienten R/ϱ des Krümmungsradius der Sollbahn (R) und des Krümmungsradius der Plattenwölbung (ϱ). Fig.2 zeigt das Ergebnis [39]. Man sieht, daß der Kugelkondensator ($R=\varrho$), der bei der vorliegenden Anordnung gewählt wurde, die größte Durchlässigkeit besitzt. Jedoch ist die Durchlässigkeit in diesem Bereich kaum von der genauen Geometrie abhängig. Dem Zylinderkondensator entspricht $R/\varrho = 0$ ($\varrho \rightarrow \infty$).

4) Auflösungsvermögen des Spektrometers. Aus den Ausdrücken für die Durchlässigkeit des Spektrometers schätzt man ein Auflösungsvermögen $\Delta E_{\text{kin}}/E_{\text{kin}} = 1/30$ ab.

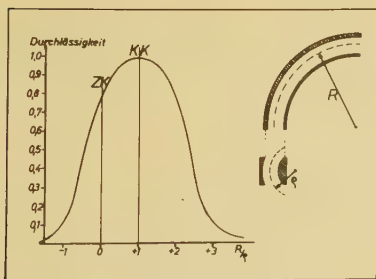


Fig.2: Die Durchlässigkeit eines Beta-Spektrometers in Abhängigkeit von der Form des Feldes.

5) Forderungen an die Genauigkeit des mechanischen Aufbaues. Um die fokussierenden Eigenschaften des Feldes zu erhalten (d.h. um die Durchlässigkeit nicht herabzusetzen), müssen an die Genauigkeit des mechanischen Aufbaues der Feldplatten Forderungen gestellt werden. Man findet folgende Toleranzen, bei deren Einhaltung die Durchlässigkeit des Spektrometers nur unwesentlich geändert wird: Für die Verschiebung des Mittelpunktes der einen Platte gegen den der anderen 0,6 mm, für Abweichungen von der Kreisform einer Platte 2 mm. Die Einhaltung der Form einer Feldplatte ist also nicht so entscheidend wie die Einhaltung des genauen Abstandes der beiden Feldplatten.

6) Hochspannungs- und Vakuumprobleme. Zur Vermeidung von Wänden wurde die Hochspannung über einen Widerstand von 150 M Ω zugeführt. Ein Absprühen konnte bis zu Spannungen von 50 kV durch Eingießen der spannungsführenden Leitungen in Klebwachs und Paraffin vermieden werden, sodaß die Belastung rein statisch war (Strom unmeßbar, $< 5 \mu A$).

Die Forderungen an das Vakuum der Apparatur waren bestimmt durch die Forderung, Hochspannungsdurchschläge zwischen den Feldplatten, die aus poliertem Kupfer angefertigt waren, zu vermeiden. Es zeigte sich, daß 10^{-4} Torr ausreichend sind. Meist betrug der Druck um 10^{-5} Torr. Gepumpt wurde mit einer Hg-Diffusionspumpe durch Kühlfälle. Bei Inbetriebnahme treten zunächst einige Durchschläge auf, durch die sich die Feldplatten oberflächlich reinigen, vgl. [19] .

5. Der Streuteil. Nach dem elektrischen Feld laufen die Elektronen durch drei kreisförmige Blenden von 30 mm Innendurchmesser. Dann treffen sie auf die Streufolie. Die (Au-, Ag-, Al-) Folien sind auf eine dünne Plexiglashaut (Dicke 0,04 mg/cm², hergestellt durch Spreitung auf Wasser und deshalb sehr straff) aufgedampft, sofern sie nicht freitragende Al-Folien sind. Der Rahmen hat 60 mm Durchmesser. Vier Folien konnten auf einem Kranz angeordnet werden, dieser konnte von außen gedreht werden

Man beobachtet die unter 120° gestreuten Elektronen unter zwei Azimuten (links und rechts, Definition siehe §6). In Fig.1 ist der Nachweis um 90° gedreht zu denken, sodaß Z_L über und Z_R unter die Zeichenebene zu liegen kommt. Die gestreuten Elektronen können durch eine Melinex-Folie (3 mg/cm^2) in die Zählrohre außerhalb des Vakuums treten. Zur Vermeidung von Elektronen, die an der Folie um andere Winkel als 120° gestreut werden, an den Gefäßwänden rückgestreut werden und dann in das Zählrohr gelangen (Näheres in §6), sind die Gefäßdimensionen sehr groß gewählt (Glasglocke mit 30 cm Innendurchmesser und 50 cm Länge). Die Impulsdiskriminierung hilft weiter, solche unerwünschten Elektronen zu beseitigen. Sie geschieht durch Al-Absorber-Folien (9 mg/cm^2 für 166 keV Elektronen) vor dem Zählrohr, die die erwünscht gestreuten Elektronen weitgehend durchlassen, während die unerwünschten wegen ihres bei der Rückstreuung erlittenen Energieverlustes großenteils absorbiert werden. Blenden und Zurücksetzung der Zählrohre (als weitere Teile der Impulsdiskriminierung) sorgen (zusammen mit den großen Gefäßdimensionen) dafür, daß die Zählrohre von den unerwünscht rückgestreuten Elektronen nur mit einem kleinen Raumwinkel gesehen werden.

6. Der Nachweis. Der Nachweis geschieht mit Endfenster-Beta-Zählrohren (Fenster 1 mg/cm^2 Glimmer), die Impulszählung mit FH 49 - Meßplätzen (mit Zeitvorwahl).

§5. Versuche mit dem Beta-Spektrometer.

Bei A (Fig.1) konnte der Streuteil entfernt und durch ein Austrittsfenster (1 mg/cm^2 Melinex) ersetzt werden. Die Anordnung kann dann als Beta-Spektrometer verwendet werden.

a) Stabilität. Das Beta-Spektrometer war bis zu Plattenspannungen von 40 kV über mindestens 24 Stunden stabil. Es war jedoch nötig, die Glaswände der Apparatur bei den Feldplatten außen mit einem geerdeten Belag (Silberpapier) zu umgeben. Dadurch werden die Felder der Oberflächenladungen an der Innen-

seite des Glases durch Spiegelladungen abgeschwächt. Diese Oberflächenladungen entstehen durch Gasentladung. Ströme der Größenordnung $10^{-3} \mu\text{A}$ können zu Aufladungen der Größenordnung kV/sec führen. Solche elektrische Störfelder, die zudem nicht stabil sind, können aber den Elektronenstrahl beeinflussen, sodaß ohne Beseitigung der Wirksamkeit der Wandladungen kein stabiler Elektronenstrahl zu erreichen ist.

b) Bündelung und Schußrichtung des Elektronenstrahls.

Der Elektronenstrahl, der das Beta-Spektrometer und die Blenden verläßt, hat einen Bündeldurchmesser von etwa 3 cm und ist parallel gebündelt. Der Strahl schießt, ihm entgegen gesehen, leicht nach rechts oben. Dies ist unabhängig vom genauen Ort des Präparates. Es rührt wahrscheinlich her von einem leichten Durchhängen der Feldplatten.

Versuche, die elektronenoptische Abbildung zu symmetrisieren (das Präparat und die erste Austrittsblende auf die halbe Platten-spannung statt auf Erpotential zu legen), brachten stets nur Intensitätsverlust. Mit einem Magneten, der das Elektronenbündel nach dem Feldaustritt in die Horizontale lenken sollte, wurde nur eine Auffächerung des Bündels erreicht. Wahrscheinlich war das Magnetfeld im Querschnitt zu klein. Die Anbringung eines Magneten mit größerem Querschnitt war aus Gründen der Hochspannungs-isolation nicht möglich.

c) Identifizierung der Elektronen.

1) Reichweitmessungen. Die praktische Reichweite der Elektronen, die das Beta-Spektrometer durch das Austrittsfenster bei A (Fig. 1) verlassen, wurde durch Zwischenschalten von Al-Absorber-Folien gemessen. Die gemessenen praktischen Reichweiten der verschiedenen Elektronenenergien stimmen mit den in der Literatur [20] genannten überein. Damit ist gezeigt, daß die Energiegleichung des Spektrometers stimmt.

2) Feldemission bei negativer Hochspannung. Verwendet man an Stelle der positiven Hochspannung an den Feldplatten eine negative, so treten aus dieser Feldemissionselektronen aus, die gegen das Nachweisgerät eine Energie bis zu 50 keV besitzen. Es sind dies

bedeutend mehr als die gewünschten Elektronen (deren Zahl aus der Durchlässigkeit des Spektrometers abgeschätzt werden kann). Die Feldemissionselektronen haben eine wesentlich geringere Reichweite. Ihre Zahl hängt nicht vom Spulenstrom der magnetischen Linse ab. Ferner zeigen bei diesen Elektronenenergien alle (nicht-metallischen) Austrittsfenster infolge Oberflächenaufladung eine hysteresis-artige Durchlässigkeit [21] .

3) Zahl der Elektronen, die an den Wänden und Feldplatten gestreut werden und dann zum Nachweis gelangen. Die Zahl dieser Elektronen läßt sich messen, wenn man das Feld abschaltet. Man findet bei abgeschaltetem Feld eine Zählrate von etwa 1% der Zählrate bei angeschaltetem Feld. Zu einem Wert dieser Größe kommt man rechnerisch, wenn man annimmt, daß die Streuelektro-
nen im Mittel dreimal an die Wände stoßen. Dabei verlieren sie Energie und werden dann in den Al-Absorber-Folien vor den Zählrohren weitgehend absorbiert (bei der Polarisationsmessung). Da man sich beim Co^{60} bei einer Energie von 166 keV schon stark im abfallenden Teil des Spektrums befindet, werden auch nicht viele solche unerwünschten Elektronen zum Nachweis bei den Streuversuchen gelangen.

d) Das Beta-Spektrum. Gemessen wird die Zahl Z der Elektronen in Abhängigkeit von der Feldspannung U . Aus der Spannung ermittelt man nach Formel (4) die kinetische Elektronenenergie E_{kin} . Die Zählrate Z wird zunächst korrigiert wegen der Absorption der Fenster (mit Hilfe der Reichweitenmessungen). Nach der Absorptionskorrektur muß jede gemessene Zählrate Z wegen der energieabhängigen Durchlässigkeit des Spektrometers umgerechnet werden auf die wahre Zählrate N (Formel (5)).

In Figur 3 ist das Kurie-plot des Beta-Spektrums aufgetragen. Man erkennt, daß es für Energien > 150 keV linear ist. Die Grenzenergie von 306 ± 6 keV kommt richtig heraus. Damit ist die Brauchbarkeit des Beta-Spektrometers bewiesen. Ferner kann dem Kurie-plot entnommen werden, daß für Energien < 150 keV eine Störung des Elektronenaustritts durch Rückstreuung in der Unterlage stattfindet. Will man von dieser Störquelle frei sein, muß man bei Energien > 150 keV messen.

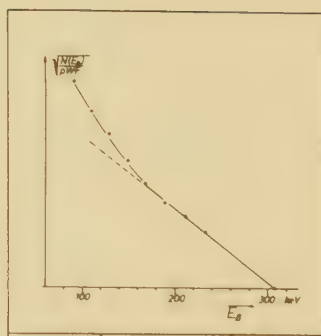


Fig.3. Kurie-plot des Co^{60} -Elektronenspektrums.

§6. Die Streuung.

a) Die Mott-Streuung und ihre Asymmetrie.

Die Streuung von Elektronen am Coulomb-Potential wurde von MOTT unter Zugrundelegung der DIRAC-Theorie des Elektrons gerechnet [22]. In der Schreibweise von TOLHOEK [16] erhält man für die Streuintensität

$$(6) \quad I_{\text{streu}} = I_0 \cdot F \cdot \frac{N \cdot d}{A} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \Omega$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \cdot \left\{ 1 + S(\vartheta) \cdot \vec{S}_1 \cdot \frac{(\mathbf{m}_1 \times \mathbf{m}_2)}{|\mathbf{m}_1 \times \mathbf{m}_2|} \right\}$$

I_0 = Primärintensität
($\frac{\text{Teilchenzahl}}{\text{Zeit} \cdot \text{Fläche}}$)

F = Bündelquerschnitt

N = spezifische Molekülzahl

ϱ = Dichte der Streusubstanz

d = Dicke der Streufolie

A = Atomgewicht der Streusubst

Ω = Raumwinkel des Zählers

$\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ = differentieller Streuquerschnitt, S = ~~Asymmetriefunktion~~ Asymmetriefunktion (beide abhängig von Energie, Streuwinkel und Ordnungszahl des Streuers), $\vec{S}_1$ = Stokes'scher Vektor des Primärelektrons, ϑ = Streuwinkel, $\mathbf{m}_1, \mathbf{m}_2$ = Einheitsvektoren in Primär- und Sekundärriichtung.

Man erkennt, daß für transversal polarisierte Elektronen der Wirkungsquerschnitt eine azimutale "Links-Rechts"-Asymmetrie zeigt (Links und Rechts sind dadurch definiert, daß man das Spatprodukt $\vec{S}_1 \cdot [\mathbf{m}_1 \times \mathbf{m}_2]$ mit der linken oder rechten Hand aufspannen muß).

Dies kann ausgenutzt werden zur Messung des Polarisationsgrades $P = \frac{\vec{S}_1 \cdot [\mathbf{m}_1 \times \mathbf{m}_2]}{|\mathbf{m}_1 \times \mathbf{m}_2|}$ transversal polarisierter Elektronen. Das Verhältnis der Intensitäten links L und rechts R ist

$$(7) \quad A = \frac{L}{R} = A_{\text{eff}} \cdot \frac{1+PS}{1-PS}$$

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\frac{d\sigma_0}{d\Omega} \cdot \Omega \right)_L}{\left(\frac{d\sigma_0}{d\Omega} \cdot \Omega \right)_R} \cdot X$$

Dabei ist A_{app} die apparative Asymmetrie (herrührend von ungleicher Entfernung der Zählrohre vom Streukörper, Schrägschießen des Elektronenstrahls, verschiedene Empfindlichkeit der Zählrohre, ungleiche Teilchenstromdichte (Faktor $\times$)). Die Wahl von $\lambda = 120^\circ$ bei der vorliegenden Apparatur hat folgenden Grund: Fig.4 zeigt die Streuasymmetrie S in Abhängigkeit vom Streuwinkel und der Elektronenenergie (nach Werten aus [23]). Bei Winkeln von 120° bis 130° hat S für Au (allgemein hohe Ordnungszahlen) ein flaches Maximum. Die Asymmetrie hängt kaum noch von der genauen Geometrie der Streufolie-Zählrohr-Anordnung ab. Bei einer Vorwärtsstreuordnung ist dagegen die genaue Kenntnis der Geometrie nötig [14] [15]. Ein Vorteil einer Vorwärtsstreuordnung ist, daß die aus den Elektronen-Auslauf-Gefäß zurückdiffundierenden Elektronen keine Rolle spielen.

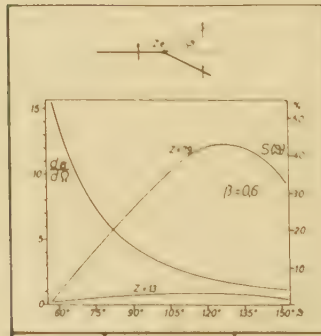


Fig.4. Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ und Streuasymmetriefunktion S in Abhängigkeit von Winkel und Ordnungszahl.

Deren Beseitigung ist hier jedoch durch die Impulsdiskriminierung und durch die Größe des Gefäßes (§4, 5) erreicht. Der für Vorwärtsstreuung größere Wirkungsquerschnitt der Mott-Streuung bringt keinen Gewinn, da man dann dünnere Streufolien benötigt, um Vielfachstreuung zu vermeiden. Bei Rückwärtsstreuung erhält man keine Elektronen von Moeller-Streuung, die etwa 1% ausmachen können.

Das Ergebnis der Mott'schen Theorie der Elektronenstreuung ist exakt für unabgeschirmtes Coulombpotential, jedoch nicht geschlossen darstellbar. Numerische Berechnungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes und der Streuasymmetrie wurden zuletzt von SHERMAN [23] durchgeführt. Als Genauigkeit seiner Rechnungen gibt er etwa 1% an. Es ist jedoch zu bedenken, daß die Rechnung von SHERMAN nur für ein unabgeschirmtes Coulomb-Potential gilt. Der Einfluß der Abschirmung durch die Elektronenhülle bei der Coulomb-Streuung wurde berechnet von MOHR und TASSIE [24], jedoch nur für Streuwinkel von $\lambda = 90^\circ$ und für Energien bis 21 keV. Extrapoliert man von diesen Werten auf $\lambda = 120^\circ$ und $E_{\text{kin}} = 166$ keV, so erwartet man eine Verringerung der Streuasymmetrie um etwa 5% gegenüber den Werten von SHERMAN. Man muß also einen systematischen Fehler von etwa 5% in Rechnung setzen. Er bedingt eine zu kleine Angabe des Polarisationsgrades der Elektronen. Die starke Abhängigkeit der Streuasymmetrie S von der Ordnungszahl Z des Streuers ($S(120^\circ)_{\text{Al}} \approx -0,03$, $S(120^\circ)_{\text{Au}} \approx -0,41$ für $v/c = 0,66$) kann ausgenutzt werden, um die apparative Asymmetrie (Formel 7) zu messen. Es ist ungefähr $A_{\text{Al}} = A_{\text{app}}$. Die geringe, polarisationsabhängige Asymmetrie des Al wird als Korrektur berücksichtigt.

b) Störeinflüsse bei der Streuung.

1) Einfach-, Mehrfach- und Vielfachstreuung in der Streufolie.

Die Betrachtungen des vorigen Abschnittes gelten für Elektronenstreuung an einem Atom, also für Einfachstreuung. Ein wesentlicher Störeinfluß ist die Mehrfach- und Vielfachstreuung der Elektronen in der Streufolie [20] [25]. Bei den verwendeten Elektronenenergien (166 keV) und den verwendeten Dicken der

Streufolien ($0,1 \text{ mg/cm}^2$ Au, $0,2 \text{ mg/cm}^2$ Ag, $0,8 \text{ mg/cm}^2$ Al) befindet man sich im Bereich der Mehrfachstreuung. Die mittlere Stoßzahl (nach MOLIERE) eines Elektrons ist bei Au etwa 1, bei Al etwa 10. Durch diese Mehrfachstreuung wird das primäre Elektronenbündel um Winkel von etwa 10° aufgefächert. Die erwünscht gestreuten Elektronen werden im allgemeinen aus diesem Bündel heraus um einen großen Winkel gestreut (Addition vieler kleiner Streuwinkel zu einem resultierenden großen ($>20^\circ$) liegt erst im Bereich der Elektronendiffusion vor). Auf ihrem Weg durch die Streufolie werden sie nochmals Kleinwinkelstreuung erleiden. Der Streuwinkel von 120° ist somit nur als mittlerer Streuwinkel zu betrachten. Der Einfluß dieses Effektes auf die Polarisierung dürfte gering sein. Die Kleinwinkelstreuung ist polarisationsunabhängig. Für den mittleren Streuwinkel von 120° ist die Streuasymmetrie S nahezu winkelunabhängig, sodaß die Angabe eines mittleren Streuwinkels eine recht gute Näherung darstellt. Hilfsmessungen zu diesen Einfluß sowie den folgenden finden sich in §6c.

Für eine Polarisationsmessung entscheidender ist die Zweifachstreuung, von manchen Autoren unexakt Mehrfachstreuung im engeren Sinne genannt [16]. Dabei erleidet das Elektron eine erste Großwinkelstreuung um etwa 90° in die Streufolie hinein, von wo dann eine zweite Streuung um etwa 30° mit großer Wahrscheinlichkeit stattfindet. Da für 90° die Streuasymmetrie S kleiner ist als für 120° , verkleinert dieser Effekt die zu messende Asymmetrie. Dieser Störeffekt muß durch Verwendung sehr dünner Streufolien experimentell vermieden werden. Hilfsmessungen über seinen Einfluß befinden sich in §6c.

2) Streuung am Folienrahmen. Um die Rückstreuung am Folienrahmen auf 1% der Streuung an der Folie selbst herabzudrücken, ist es nötig, daß die Flächendichte der Elektronen des Primärstrahls am Rahmen 0,1% von der Flächendichte der Elektronen in der Folie selbst beträgt. Bei gleicher Flächendichte sollte der Rahmen etwa 10-mal mehr streuen als die Folie. Ein Elektronenbündel mit dem nötigen scharfen Intensitätsabfall am Rand war schon

wegen der Streuung von Elektronen an den Blendenrändern nicht zu erreichen. Hilfsmessungen haben gezeigt, daß die Rahmenstreuintensität etwa 20% der Folienstreuintensität betrug. Dem entspricht ein Intensitätsabfall des Primärbündels am Rand auf 2%. Diese Zahl mag in Wirklichkeit etwas größer sein. Bei der Rückstreuung am Rahmen verlieren die Elektronen jedoch Energie, so daß sie durch die Al-Absorber vor den Zählrohren leichter absorbiert werden können. Die Zahl der am Folienrahmen gestreuten Elektronen läßt sich durch eine Leermessung (Rahmen ohne Streufolie) erfassen.

3) Aus dem Glasgefäß rückgestreute Elektronen.

Folgender Effekt läßt sich grundsätzlich durch eine Nulleffektmessung nicht erfassen und muß somit durch experimentelle Maßnahmen herabgedrückt und dann als kleine Korrektur berechnet werden: In der Streufolie findet nicht nur eine gewünschte Streuung (unter 120°) statt, sondern es werden auch Elektronen in andere Richtungen gestreut. Diese können von den Gefäßwänden rückdiffundieren und schließlich in die Zählrohre gelangen. Ihre Zahl kann durch folgende Maßnahmen herabgedrückt werden: 1) große Abmessungen des Elektronenauslaufgefäßes (hier 30 cm Innendurchmesser und 50 cm Länge), 2) kleine Ordnungszahl (hier für $\theta < 90^\circ$ Glas mit $Z \approx 14$, für $\theta > 90^\circ$ Messing mit $Z \approx 29$) des Wandmaterials, um den Rückdiffusionskoeffizienten p klein zu halten, 3) Impulsdiskriminierung, mit Hilfe von Blenden, die nach Möglichkeit nur Elektronen aus der Streufolie ins Zählrohr gelangen lassen, und Al-Absorber-Folien vor den Zählrohren, die die Elektronen, die durch die Rückstreuung Energie verloren haben, weitgehend absorbieren, während sie die gewünschten Elektronen größtenteils durchlassen.

Die Intensität J_R der rückgestreuten Elektronen ist

$$(8) \quad J_R = \int_{\theta=0^\circ}^{180^\circ} J_0 \cdot \frac{dN}{A} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot q \cdot d\Omega \cdot p \cdot \frac{\Omega'}{2\pi}$$

J_0 = Primärintensität

dN/A = Zahl der streuenden Atome in der Streufolie

$d\sigma/d\Omega$ = Wirkungsquerschnitt der Streuung in der Folie

q = Abschirmfaktor der Elektronenhülle, nach 26

$d\Omega$ = Raumwinkel der Einfachstreuung

p = Rückdiffusionskoeffizient

$\Omega'/2\pi$ = Raumwinkel des Zählrohres, vom Ort der Rückdiffusion aus gesehen, unter der Annahme isotroper Rückdiffusion.

Durch die großen Gefäßdimensionen werden Ω und Ω' klein gehalten, die kleine Ordnungszahl der Gefäßwände hält p klein, während die Blenden der Impulsdiskriminierung Ω' nochmals recht wirkungsvoll herunterdrücken (für verschiedene Richtungen der einmal gestreuten Elektronen verschieden). Es interessiert das Verhältnis der rückgestreuten Elektronen zu den "soll-" gestreuten (J_R/J_S), wo

$$(9) \quad J_s = J_0 \cdot \frac{dN}{A} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_0) \cdot q(\theta_0) \cdot \Omega_2$$

Ω_2 = Raumwinkel des Zählers von der Streufolie aus.

Zur numerischen Berechnung wird das Integral ersetzt durch eine Summe über Winkelbereiche von jeweils 10° . Man findet für den Winkelbereich der Glasglocke $J_R/J_S = 3,5\%$, des Messingkonus $7,2\%$ ~~herkommen~~. Diese Elektronen haben bei der Rückstreuung Energie verloren und werden in den Al-Absorbern vor den Zählrohren weitgehend absorbiert. Unter Berücksichtigung der Energiediskriminierung (die Größe des Energieverlustes wurde Messungen von BOTHE [27] entnommen) wird daraus: von der Glasglocke kommen und gelangen ins Zählrohr $1,2\%$, vom Messingkonus $3,7\%$, insgesamt $(5 \pm 1)\%$. Die von der Glasglocke rückgestreuten Elektronen zeigen in erster Näherung keine Asymmetrie (Vorwärtsstreuung), während die am Messingkonus rückgestreuten eine "Links-Rechts" Asymmetrie zeigen. Dabei gelangen die an der Folie nach links gestreuten Elektronen nach der Rückstreuung in das rechte Zählrohr. Dieser Effekt täuscht also eine Asymmetrie in der falschen Richtung vor. Der ganze Effekt wird als Korrektur am Meßergebnis berücksichtigt (siehe §7c2).

Obige Elektronen liefern den wesentlichen Beitrag rückgestreuter Elektronen. Man könnte etwa erwarten, daß Elektronen eines durch die Streufolie tretenden Primärstrahls am Ende der Glasglocke einmal rückgestreut, an der Wand der Glasglocke ein zweites Mal rückgestreut werden und dann in die Zähler gelangen. Ihre Anzahl ist jedoch unbedeutend, da von einem durchgehenden Strahl nicht gesprochen werden kann, da nach MOÏRIERE in der Au-Streufolie die mittlere Stoßzahl etwa eins ist, was zur Folge hat, daß nur etwa $1/3$ der Elektronen im wesentlichen unabgelenkt durch die Streufolie treten. Der jetzt diskutierte Effekt spielt aber nur dann eine merkbare Rolle, wenn die Intensität des durchtretenden Bündels wesentlich größer ist als die gesamte Streuintensität.

Erste Versuche mit einem kleineren Elektronenauslaufgefäß (aus Messing, 15 cm Innendurchmesser, 50 cm Länge) und ohne Impulsdiskriminierung lieferten $J_R/J_S \approx 50\%$. Dies hatte zur Folge eine unerwartet hohe Streuintensität (die Zahl der Elektronen, die das Beta-Spektrometer verlassen, ist bekannt, daraus schätzt man die Zahl der zu erwartenden Streuelektronen ab (Formel (9)) und eine zu geringe Reichweite der Elektronen (überhaupt keinen linearen Zusammenhang zwischen Intensität und Absorberdicke, was darauf schließen läßt, daß die Elektronen nicht monoenergetisch sind). Bei der schließlich verwendeten Glasglocke stimmt die abgeschätzte Streuintensität mit der gemessenen überein.

§6c. Hilfsmessungen über den Einfluß von Zweifach- und Mehrfachstreuung in der Streufolie.

Es soll hier über einige Hilfsmessungen zur Frage der Depolarisation durch Zweifach- und Mehrfach-Streuung in der Streufolie berichtet werden. Es wurde ein stärkeres Präparat verwendet, um schneller zu Ergebnissen zu kommen ($500 \text{ mC Sr}^{90} + \text{Y}^{90}$). Dieses war jedoch zum Schutz der aktiven Schicht mit einer so dicken Ag-Schicht bedampft, daß bei der verwendeten Elektronenenergie von 188 keV nur solche Elektronen austreten konnten, die von größeren Energien abgebremst wurden. Dabei wird die Polaris-

tion teilweise erhalten [30]. Für 188 keV erhielten wir noch ungefähr -15% Polarisation (statt -68%). Gemessen wurden die Zählraten links (L) und rechts (R) bei Streuung unter 120° an verschiedenen dicken Au- und Al-Folien sowie der Nulleffekt mit Leerrahmen. Zur Auswertung wurde gebildet $\Sigma = L + R$ und $A = \frac{L}{R}$. Die Ergebnisse zeigen die Figuren 5 und 6.

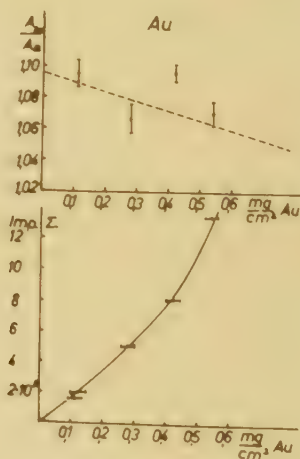
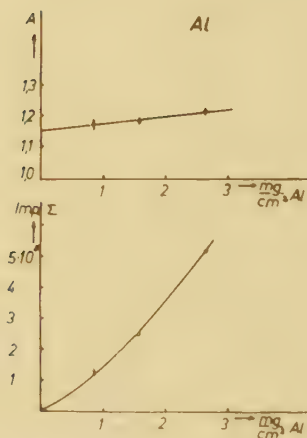


Fig. 5. Die Gesamtintensität Σ und die Asymmetrie A in Abhängigkeit von der Schichtdicke d bei Al. Fig. 6. Die Gesamtstreuintensität Σ und die Asymmetrie A in Abhängigkeit von der Schichtdicke d bei Au.

Man erkennt, daß die gesamte Streuintensität Σ in Abhängigkeit von der Schichtdicke d dargestellt werden kann durch

$$\frac{\Sigma}{\left(\frac{1}{3}m\mu\right)} = 10^5 \cdot 1,18 \cdot \left\{ \frac{d}{\left(1 \frac{mg}{cm^2}\right)} + 0,25 \cdot \frac{d^2}{\left(1 \frac{mg}{cm^2}\right)^2} \right\} \quad \text{für Au}$$

$$\frac{\Sigma}{\left(\frac{1}{3}m\mu\right)} = 10^5 \cdot 13,5 \cdot \left\{ \frac{d}{\left(1 \frac{mg}{cm^2}\right)} + 1,7 \cdot \frac{d^2}{\left(1 \frac{mg}{cm^2}\right)^2} \right\} \quad \text{für Al}$$

Diese Kurven sind experimentell gut reproduzierbar.

Als Verhältnis der Einzelstreuvermögen von Au zu dem von Al bei gleicher Schichtdicke findet man experimentell 11,5. Dieser Wert stimmt genau mit dem theoretischen überein, wenn man bei der Rechnung den Einfluß der Hüllenabschirmung auf den Wirkungsquerschnitt nach MOLIERE [26] berücksichtigt.

Die in der Schichtdicke quadratischen Terme geben die Mehrfach- und Zweifachstreuung an. Diese Effekte sind (Fig.7): 1) die Mehrfachstreuung um kleine Winkel der primären und der schon um einen großen Winkel gestreuten Elektronen (Fall a der Figur), und 2) die eigentliche Zweifachstreuung (siehe §6b 1) (Fall b der Figur). Dabei ist der erste Effekt polarisations-nicht-ändernd, während der zweite depolarisierend wirkt. Eine Trennung der beiden Effekte ist aus dieser Messung nicht möglich. Eine Abschätzung des ersten Effektes sollte jedoch möglich sein, wenn man den mittleren Streuwinkel der Mehrfachstreuung kennt [37]. Die verschiedenen theoretischen Werte zeigen keine Übereinstimmung, man ist also auf Messungen angewiesen, die sich aber im Moment an der vorliegenden Apparatur nicht durchführen ließen. Die obigen Meßwerte können jedoch eine obere Grenze des depolarisierenden Einflusses der Zweifachstreuung liefern. Bei den in den eigentlichen Versuchen verwendeten kleinsten Schichtdicken ist das Verhältnis der in der Schichtdicke quadratischen Intensität zu der in d linearen bei Al 0,15, bei Au 0,125. Für 10% Anteil der Zweifachstreuung (der in der Schichtdicke quadratische Intensitätsanteil kommt fast nur durch Zweifachstreuung zustande) beim Au berechnet man eine um 2% zu geringe Angabe des Polari-

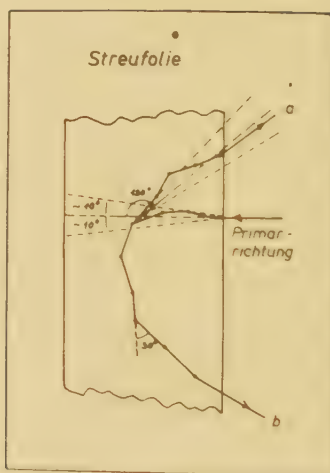


Fig.7. Mehrfach- und Zweifachstreuung in der Streufolie.

Fall a) zeigt den Weg eines erwünscht gestreuten Elektrons in der Streufolie. Es erleidet eine mehrfache Kleinwinkelstreuung.

Fall b) zeigt ein zweifach gestreutes Elektron, das erst nach zweimaliger Streuung um große Winkel in den Zähler gelangt.

sationsgrades.

Zur Ableitung: Die Anzahl der nach links laufenden Elektronen (L) setzt sich aus einfach gestreuten (L_e) und zweifach gestreuten (L_z) zusammen. Diese haben verschiedene Streuasymmetrien. Man hat also tatsächlich mit einer effektiven Streuasymmetrie zu rechnen, die kleiner ist als die bei der Auswertung verwendete für 120° . Dadurch wird der Polarisationsgrad $P = (1/S) \cdot (A-1)/(A+1)$ zu klein angegeben. Es ist $L = L_e + L_z = 0,9 \cdot (1 + P \cdot S(120^\circ)) + 0,1 \cdot (1 + P \cdot S(90^\circ)) = 1 + P \cdot (0,9 \cdot S(120^\circ) + 0,1 \cdot S(90^\circ)) = 1 + P \cdot (-0,9 \cdot 0,42 - 0,1 \cdot 0,27) = 1 - P \cdot 0,41$ statt $1 - P \cdot 0,42$, falls keine Zweifachstreuung vorläge.

Bei den Messungen der Asymmetrie in Abhängigkeit von der Schichtdicke der Streufolie fällt zunächst auf, daß sie bei Al nicht konstant ist, sondern mit wachsender Schichtdicke zunimmt. Das rührt daher, daß das primäre Elektronenbündel etwas schräg läuft. Dadurch wird die Zweifachstreuung nach links bevorzugt, da dafür etwas kleinere Streuwinkel nötig sind, was zu größeren Wirkungsquerschnitten führt. Aus dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte und der gemessenen Kurve für A_{Al} schätzt man das Verhältnis von Zweifach- zu Einfachstreuung ab. Da der Elektronenstrahl 5° nach oben schrägschießt, ist

$$\frac{\text{Zweifachstreuung nach links}}{\text{Zweifachstreuung nach rechts}} = \frac{1/\sin^4 \frac{85^\circ}{2}}{1/\sin^4 \frac{45^\circ}{2}} = 1,09^4 = 1,42$$

Die Anzahl der Elektronen links ist $L = L_e + 1,42 \cdot L_z$, die Anzahl der Elektronen rechts $R = R_e + R_z$, woraus man für die Asymmetrie genähert erhält $A = 1 + 0,42 \cdot z/e$. Dabei ist benutzt

$L_e = R_e = e$, $L_z = R_z = z$, da die Streuung an Al keine Asymmetrie, die von der Elektronenpolarisation abhängt, zeigt. Für $d = 0$ erhält man experimentell die Asymmetrie $A_0 = 1,16$, die von ungleicher Zählerentfernung usw. herrühren kann. Unter Berücksichtigung dieses Effektes ist $\frac{z}{e} = \frac{A-1,16}{0,42}$. Zur Bestimmung von z/e wird A der experimentellen Kurve entnommen.

Man erhält für z/e (in Klammern ist das Verhältnis der in der Schichtdicke quadratischen zu der in der Schichtdicke linearen Intensität angegeben, also das Verhältnis von Zweifach- + Mehrfachstreuung zu Einfachstreuung): bei 1 mg/cm^2 Al $0,04$ ($0,25$), bei 2 mg/cm^2 $0,10$ ($0,50$), bei 3 mg/cm^2 $0,17$ ($0,75$). Aus dieser

Messung ist zu ersehen: 1) Bei den tatsächlich verwendeten Schichtdicken ist das Schrägschießen des Elektronenstrahls ohne Einfluß. 2) Bei den tatsächlich verwendeten Schichtdicken ist der Anteil der Zweifachstreuung geringer als der der Mehrfachstreuung. 3) Bei Au-Streifolien wird der Anteil der Zweifachstreuung dieselbe Größenordnung haben wie bei den Al-Folien. Das hat zur Folge, daß bei den tatsächlich verwendeten Au-Folien der depolarisierende Einfluß der Zweifachstreuung kleiner als 1% war.

Die Messung der Asymmetrie in Abhängigkeit von der Schichtdicke bei Au führte zu keiner glatten Kurve. Das mag experimentell daran gelegen haben, daß die hier verwendeten dicken Au-Folien (im Gegensatz zu den bei den eigentlichen Versuchen verwendeten dünneren) nicht ganz straff herzustellen waren. Unebenheiten beeinflussen aber die Zweifachstreuung erheblich [38] .

Die Kurve für A_{Au} läßt sich aus der für Σ_{Au} berechnen, wenn man noch eine Annahme über das Verhältnis von Zweifach- zu Mehrfachstreuung macht. Als extremster depolarisierender Fall werde angenommen, daß die quadratischen Terme in Σ_{Au} nur durch Zweifachstreuung zustande kommen. Man erhält dann die in Fig.6 gezeichnete Kurve. Die Berechnung geschieht wie die oben bei Besprechung der Gesamtstreuintensität. Man überlegt, wieviele Elektronen nach links und wieviele nach rechts laufen, getrennt nach einfach- und zweifach-gestreuten, die verschiedene Asymmetrien haben. Dann bildet man die Asymmetrie, die für $d = 0$ an das Experiment angepaßt werden muß, da die Polarisation der Elektronen nicht bekannt ist. Es ist $A = 1,095 - 0,059 \cdot \frac{1}{A_{Al} \cdot d}$. Diese Kurve ist gezeichnet. Nach dem bei der Diskussion von A_{Al} ausgeführten ist jedoch tatsächlich eine wesentlich flachere Kurve zu erwarten. Auf jeden Fall ist auch aus dieser Messung ersichtlich, daß bei den tatsächlich verwendeten Au-Schichtdicken die Depolarisation durch Zweifachstreuung in der Streufolie zu vernachlässigen ist.

§7. Messungen, Auswertung, Korrekturen, Ergebnisse.

a) Messungen.

Gemessen werden die Zählraten Links (L) und Rechts (R) für: Nulleffekt (Leerrahmen ohne Streufolie), Al-Folien zur Bestimmung der apparativen Asymmetrie (§6a), Au-Folien zur Messung der Elektronenpolarisation. Es wurden verschiedene Versuchsreihen mit verschiedenen dicken Streufolien durchgeführt um zu prüfen, ob die gemessene Asymmetrie von der Dicke der Streufolie unabhängig ist (wegen Mehrfachstreuung). Ein Versuch mit einer absichtlich um 10° schräggestellten Al-Folie wurde ebenfalls zur Prüfung des Einflusses etwaiger Mehrfachstreuung durchgeführt.

Der Nulleffekt enthält folgende Anteile: 1) Zählrohrnulleffekt (zu dessen Herabsetzung die Zählrohre mit 2 cm Pb umgeben wurden), 2) die (fast vollständig beseitigte) Gammastrahlung, 3) Elektronen, die an den Wänden des Beta-Spektrometers und an den Blenden gestreut werden sowie solche Elektronen, die durch die Gammastrahlung als Compton-Elektronen in der Apparatur erzeugt werden, 4) Elektronen, die am Folienrahmen gestreut werden.

Es soll hier nochmals darauf hingewiesen werden, daß die in der Folie einmal gestreuten und im Gefäß rückgestreuten Elektronen durch Messung des Nulleffektes (d.h. Messung mit Leerrahmen) nicht erfaßt werden können.

Nach jeweils einer halben Stunde Meßzeit wurde die Streufolie gewechselt. Die Zählrate des Nulleffektes betrug etwa 40 min^{-1} , die Zählrate mit Streufolie etwa 50 min^{-1} . Während der Messung wurde im Tag-Nacht-Betrieb gearbeitet.

Bei der Auswertung zeigte sich, daß die Meßergebnisse einer Versuchsreihe (etwa 14 Tage) innerhalb der statistischen Verteilung liegen. Es konnten deshalb alle Messungen mit einer Folie aufsummiert und dann weiter ausgewertet werden.

b) Auswertung.

Aus den Zählraten L und R für Au, Ag, Al und 0 (Leermessung) wurde die Asymmetrie gebildet: $A_{\text{Au}} = (L_{\text{Au}} - L_0) / (R_{\text{Au}} - R_0)$, ebenso A_{Ag} und A_{Al} . Der Ausdruck $A_{\text{Au,Al}} = A_{\text{Au}} / A_{\text{Al}}$ enthält die apparative Asymmetrie nicht mehr (siehe §6a), ebenso $A_{\text{Ag,Al}}$. Mit A

wird aus Formel (7) der Polarisationsgrad P der Elektronen berechnet. Die Asymmetriefunktion S wird den Tabellen von SHERMAN [23] entnommen.

c) Korrekturen.

Dem Ergebnis müssen einige Korrekturen über Störeinflüsse angefügt werden. Der Einfachheit halber ist es günstig, zwei dieser Korrekturen schon an der Asymmetrie anzufügen.

1) Streuung der Plexiglasunterlage.

Die Au-Schichten ($0,1 \text{ mg/cm}^2$) sind auf Plexiglashäute ($0,04 \text{ mg/cm}^2$) gedampft. Der Streuung von Au ist somit eine (wegen des kleinen Streuvermögens von Plexiglas) kleine, jedoch symmetrische Streuung überlagert. Man findet für die so korrigierte Streuasymmetrie:

$$(10) \quad A_{\text{Au}} = A_{\text{gemessen}} \cdot \left\{ 1 - \frac{\mu}{c} \left[(1+A) - A_{\text{Al}} \left(1 + \frac{1}{A} \right) \right] \right\}$$

$$\mu = \frac{\text{Streuvermögen von Plexiglas}}{\text{Streuvermögen von Au}} = \frac{Z_{\text{Pl}}^2 \cdot (d\sigma)_{\text{Pl}}}{A_{\text{Pl}}} \cdot \frac{A_{\text{Au}}}{Z_{\text{Au}}^2 \cdot (d\sigma)_{\text{Au}}}$$

$A_{\text{Au}} = \text{Atomgewicht.}$

Zur Ableitung: Die Elektronen im linken Zähler rühren her von der Streuung an der Au-Schicht und an der Plexiglasschicht:

$L = L_{\text{Au}} + L_{\text{Pl}}$ Ebenso ist $R = R_{\text{Au}} + R_{\text{Pl}}$ Man bildet die Asymmetrie

$$A_{\text{Au}} = A_{\text{gemessen}} \frac{1 - \frac{L_{\text{Pl}}}{L}}{1 - \frac{R_{\text{Pl}}}{R}}$$

Man entwickelt in erster Näherung und erhält durch Umformung obige Formel.

Dabei ist noch angenommen, daß die Streuasymmetrie bei Plexiglas gleich der bei Al gleich der apparativen Asymmetrie ist. Der Korrekturfaktor ist bei Au etwa 1,01, bei Ag 1,005 (etwas abhängig von den gerade verwendeten Schichtdicken).

2) Rückstreuung im Topf.

Die Zahl der an der Streufolie einmal gestreuten und dann vom Glasgefäß in das Zählrohr rückgestreuten Elektronen ist in §6.3 berechnet worden. Hier soll abgeschätzt werden, wie dieser

Untergrund die Streuasymmetrie beeinflußt. Die Elektronen, die zunächst um Winkel $< 90^\circ$ gestreut werden (d.h. in das Glasgefäß hinein), haben in erster Näherung keine Streuasymmetrie. Die zu Winkeln $> 90^\circ$ (d.h. in den Messingkonus) gestreuten haben eine Streuasymmetrie ungefähr so groß wie die erwünscht gestreuten. Nach der Rückstreuung gelangt die größere Intensität (ursprünglich nach links gestreut) auf die andere (rechte) Seite. Man findet für die jetzt zweimal korrigierte Asymmetrie

$$(11) \quad A_w = A_{Au} \left\{ 1 + 0,043 (A - 1/A) \right\}$$

Als A_{Au} ist dabei die schon nach 1) korrigierte Asymmetrie einzusetzen.

Zur Ableitung: Die Zählrate links ist

$$L_{\text{gemessen}} = (\text{erwünscht gestreut}) + (\text{von den Wänden zurückgestreut}) = L_{\text{gesucht}} + \frac{L+R}{2} (1,2\% + 3,7\% \frac{2}{1+A})$$

Der erste Summand in der Klammer gibt den Anteil der von der Glasglocke rückgestreuten Elektronen (siehe §6b 3), der zweite die vom Messingkonus rückgestreuten, die eine Asymmetrie zeigen. Für die Zählrate rechts findet man:

$$R_{\text{gemessen}} = R_{\text{gesucht}} + \frac{L+R}{2} (1,2\% + 3,7\% \frac{2A}{1+A})$$

Man bildet jetzt die Asymmetrie und erhält obige Formel durch Umformungen. Der Ausdruck für die vom Messingkonus rückgestreuten Elektronen kommt so zustande: von der Streufolie werden nach links gestreut $L_{\text{Streu}} \equiv \frac{L+R}{2} \frac{2A}{1+A}$, wobei wegen des flachen Maximums von $S(\delta)$ in der Umgebung von $\delta = 120^\circ$ angenommen wird, daß alle zum Messingkonus gestreuten Elektronen die gleiche Asymmetrie zeigen. Bei der Rückstreuung gelangen von diesen Elektronen 3,7% (siehe §6b 3) in das rechte Zählrohr.

3) Endliche Ausdehnung von Streufolie und Zähler.

Es muß noch die tatsächliche Asymmetriefunktion S berechnet werden. Von einem Punkt der Streufolie aus gesehen hat man über

den Raumwinkel des Zählrohrs aufzusummieren. Dabei ist die verschiedene Streuintensität in die etwas verschiedenen Streuwinkel zu berücksichtigen, man muß also ein gewogenes Mittel von S nehmen. Dann muß man über die Punkte der Streufolie aufsummieren. Es ist angenommen, daß der Primärstrahl symmetrisch zur Achse einfällt, einen Durchmesser von 3 cm und völlig scharfe Ränder hat. Man ermittelt graphisch, mit welcher Wahrscheinlichkeit (= mit welchem Raumwinkel) ein bestimmter Streuwinkel vorkommt. In der Tabelle von SHERMAN [23] interpoliert man für zwischenliegende Winkel und zwischenliegende Werte von $\beta = v_e/c$. Man findet nach Mittelung für Au und $\beta = 0,6$: $S = -0,417$ statt $S(120^\circ) = -0,424$ bei SHERMAN. Der Wert ändert sich noch etwas dadurch, daß SHERMAN für $Z=80$ gerechnet hat, während Au die Ordnungszahl $Z=79$ hat. Zufällig hat SHERMAN einige Kontrollwerte für Au berechnet. Er findet, daß die Hg-Asymmetriefunktion um 2,3% zu erniedrigen ist. Für das tatsächlich vorliegende $\beta=0,66$ findet man schließlich $S_{Au} = -0,413$. Ebenso hat man für Ag vorzugehen. Ergebnis für $\beta = 0,66$: $S_{Ag} = -0,192$. Die Streuasymmetrie bei Al ist so klein und hängt wenig vom Winkel ab, sodaß man $S_{Al} = S_{Al}(120^\circ) = -0,033$ für $\beta = 0,66$ setzen darf.

4) Die Asymmetrie der Apparatur.

Zur Messung der apparativen Asymmetrie wird, wie schon erwähnt, die Streuung am Al verwendet. Diese hat jedoch auch eine geringe Asymmetrie ($\approx 3\%$). Dies ist als Korrektur zu berücksichtigen, sodaß man den gesuchten Polarisationsgrad zu berechnen hat aus (Verbesserung von Formel (7))

$$(12) \quad A = \frac{A_{Au}}{A_{Al}} = \frac{1+P S_{Au}}{1-P S_{Au}} \cdot \frac{1+P S_{Al}}{1-P S_{Al}}$$

Ebensolche Ausdrücke erhält man für Ag als Streu- oder Vergleichsfolie.

5) Unvollständige Umlenkung des Spins.

In §4 4a wurde besprochen, daß das elektrische Feld den ursprünglich longitudinalen Elektronenspin nicht ganz transversal dreht. Spin und Impuls schließen bei der vorliegenden Anordnung (Ablenkung um 110°) für 166 keV Elektronen einen Winkel von 83° miteinander ein. Bei der Streuung ist nur die transversale Komponente des Spins wirksam. Somit ist der wahre Polarisationsgrad der aus dem Präparat austretenden Elektronen

$$(13) \quad P_{\psi} = \frac{P}{\sin \psi} \quad (\psi = \text{Winkel zwischen Impuls und Spin})$$

6) Rückstreuung im Präparat.

Die Elektronen sind in ihrer Ausbreitungsrichtung polarisiert. Man muß deshalb dafür sorgen, daß die Elektronen unabgelenkt aus dem Präparat austreten. Ein erstes Kriterium dafür ist, daß für die verwendete Energie das Kurie-plot linear verläuft. Es können aber noch folgende Streuprozesse im Präparat auftreten (Fig.8): 1) Eigenstreuung im Präparat. (Fall a der Figur) Bei der verwendeten Dicke der aktiven Schicht und der vorliegenden Energie ist nach MOLIERE [25] (dortige Formel IV) mit ausgesprochener Mehrfachstreuung zu rechnen (mittlere Stoßzahl ungefähr 10). Der mittlere Streuwinkel bleibt unter 20° . Energieverluste treten noch nicht ein. In der späteren Apparatur ist jedoch nur die longitudinale Komponente des Spins wirksam. Durch diesen Effekt kann die Angabe des Polarisationsgrades um $(2 \pm 1)\%$ zu niedrig sein. Die teilweise Mitdrehung des Spins bei der Coulomb-Streuung [28] erniedrigt diesen Einfluß für 166 keV-Elektronen um etwa 25% auf 1,5%. Bei der Auswertung wird dieser Effekt nicht berücksichtigt.

Störend können noch die Elektronen wirken, die zuerst in die Präparatschicht laufen und dann um etwa 90° zum elektrischen Feld hin gestreut werden (Fall b der Figur). Die Zahl dieser Elektronen beträgt etwa 2% der direkt austretenden. Um diesen Wert zu erhalten, schätzt man ab die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron in den erwünschten Raumwinkel in Richtung des Spektrometers läuft, ebenso die Wahrscheinlichkeit, daß es

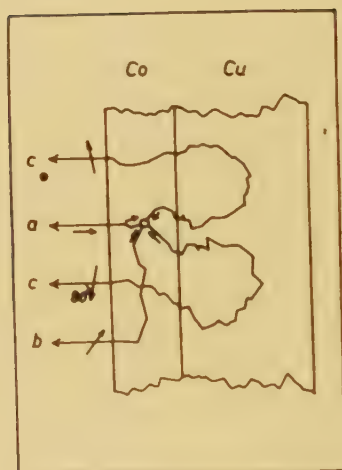


Fig.8. Unter den Elektronen, die das Präparat verlassen, sind solche, die direkt (mit Mehrfachstreuung) herauskommen (a), solche, die zuerst im Präparat laufen und dann um 90° gestreut werden (b), und solche, die von der Unterlage rückdiffundieren (c). die eingezeichneten Pfeile zeigen die Spinrichtung der Elektronen (unter Berücksichtigung der teilweisen relativistischen Mitdrehung).

zunächst in die Schicht hinein läuft und in dieser in Richtung Spektrometer gestreut wird. Die erste Elektronengruppe hat die zu messende Polarisierung (bis auf eine geringe Depolarisierung durch Mehrfachstreuung, wie besprochen), die zweite, störende Elektronengruppe ist im Mittel gerade unpolarisiert. Unter Berücksichtigung der teilweisen Spinmitführung wird durch sie der Polarisierungsgrad um höchstens 1,5% erniedrigt. Dabei ist der Einfluß von Energieverlusten noch nicht berücksichtigt. Bei der Auswertung wird von diesem Effekt ebenfalls abgesehen.

2) Rückstreuung von der Präparatunterlage. Von der Präparatunterlage findet nach Ausweis von Hilfsmessungen (Rückstreuung dicker Cu-Folien in Abhängigkeit von der Schichtdicke) nahezu vollständige Rückdiffusion statt, obwohl die Rückdiffusionsdicke noch nicht erreicht ist. Da aber der Rückdiffusionskoeffizient vor Erreichen des Sättigungswertes sich bei abnehmender Schichtdicke zunächst nur wenig ändert [29], ist dieses Ergebnis doch zu erwarten. Es wird im folgenden angenommen, daß von der Unterlage her vollständige Rückdiffusion vorliegt. Die Zahl der rückdiffundierenden Elektronen wurde berechnet unter Berücksichtigung des Energieverlustes [27] und mit der Annahme, daß die rückdiffundierenden Elektronen isotrop verteilt sind und der Energieverlust bei diffusem Einfall ebenso groß ist wie bei senkrechtem. Man findet für das Verhältnis d der Zahl der rückdiffundierenden zur Zahl der erwünschten Elektronen bei Co^{60} und 166 keV bei vollständiger Rückdiffusion $d = 0,195$. Diese Elektronen bedingen eine Depolarisierung. Um diese zu berechnen muß man etwas aussagen über die Polarisierung der rückdiffundierenden Elektronen. Unter der gleich noch zu begründenden Annahme, daß die rückdiffundierenden Elektronen total depolarisiert sind, findet man den Polarisierungsgrad um den Faktor 1,195 zu klein. Mit diesem Faktor ist der schon nach 1) bis 5) korrigierte Polarisierungsgrad zu multiplizieren.

Die Depolarisierung der rückdiffundierenden Elektronen hat zwei Ursachen: die teilweise relativistische Mitdrehung des Spins und die Wechselwirkung (Anregung und Ionisation) mit der Materie

(echte Depolarisation). Die Mittdrehung hat zur Folge, daß Spin und Impuls nach der Rückdiffusion im Mittel einen Winkel von 80° miteinander einschließen, man hat somit eine kleine longitudinale Polarisation in entgegengesetzter Richtung (die Stellung des Spins ist in der Figur mit eingezeichnet). Würde nur dieser depolarisierende Effekt vorliegen, wäre der gemessene Polarisationsgrad mit einem Faktor 1,24 zu multiplizieren. Die rückdiffundierenden Elektronen haben 15% ihrer Energie verloren [27] (wahrscheinlicher Energieverlust), d.h. sie haben eine große Zahl von Wechselwirkungen mit der Materie hinter sich (bei jedem Einzelakt verlieren die Elektronen nur wenig Energie [20]). Bei dieser Wechselwirkung werden die Elektronen teilweise ihren Spin umkehren. Die Depolarisation beim Durchgang durch die Materie muß jedoch noch experimentell untersucht werden. Messungen von HEINTZE [30] über den Einfluß der Präparatunterlage führen unter vergleichbaren Bedingungen zu demselben Ergebnis. Im Moment scheint die Annahme, daß die rückdiffundierenden Elektronen total depolarisiert sind, am plausibelsten.

d) Fehlerrechnung.

Als Fehler wird der statistische Fehler unter Berücksichtigung der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung angegeben. Wie schon erwähnt lagen die Meßwerte innerhalb der statistischen Verteilung.

e) Ergebnisse.

Die ausgewerteten Ergebnisse sind in der Tabelle zusammengefaßt

Tabelle 1.

Streuer	1. Versuchsreihe	2. Versuchsreihe	3. Versuchsreihe
Au/Al	$P = -0,67 \pm 0,08$	$P = -0,69 \pm 0,12$	$P = -0,57 \pm 0,0$
Ag/Al	$-0,72 \pm 0,20$	$-0,89 \pm 0,26$	$-0,79 \pm 0,2$
Au/Ag	$-0,64 \pm 0,14$	$-0,53 \pm 0,18$	$-0,41 \pm 0,1$
Mittel	$-0,66 \pm 0,07$	$-0,66 \pm 0,09$	$-0,575 \pm 0,0$
Streufo-	Au: $0,123 \text{ mg/cm}^2$	$0,123 \text{ mg/cm}^2$	$0,073 \text{ mg/cm}^2$
liendicke	Al: 0,84	0,84	0,588
	Ag: 0,319	0,227	0,112

Al-Folie etwa

Es wurden verschiedene Versuchsreihen mit unterschiedlichen Streufolien-dicken durchgeführt. Man erkennt, daß innerhalb der Fehlergrenzen der einzelnen Werte eine Abhängigkeit von der Dicke der Streufolie nicht vorliegt. Das bedeutet, daß bei der vorliegenden Genauigkeit die Folien dünn genug waren, sodaß die Mehrfachstreuung in der Streufolie noch keinen Einfluß hatte. Das wird bestätigt durch die Unabhängigkeit des Ergebnisses von der Schrägstellung der Al-Folie um etwa 10° . Bei einem größeren Anteil von Zweifachstreuung müßte die Al-Asymmetrie in diesem Falle größer sein, der Polarisationsgrad somit kleiner. Auch die Hilfsmessungen (siehe Anhang) zeigen, daß bei allen vorliegenden Stärken der Streufolien noch kein Einfluß der Zweifachstreuung vorliegt.

Eine Abhängigkeit des Ergebnisses von der Ordnungszahl der Streusubstanz ist innerhalb der Fehlergrenzen nicht zu erkennen. Die Messungen mit Ag wurden ausgeführt, weil in der Literatur [31] behauptet wird, daß Al als Vergleichsfolie ungeeignet sei, da es schon bei kleineren Schichtdicken (bezogen auf gleiches Streuvermögen für Streuung unter 120°) als Au Mehrfachstreuung zeigt (unterschiedlicher Einfluß der Hüllenabschirmung). Es zeigt sich hier, daß bei hinreichend dünnen Streufolien auch Al verwendet werden kann. Bei Ag als Vergleichsstreuer kann man zu entsprechend dickeren Schichten übergehen, hat dann jedoch einen kleineren Unterschied zu Au in der Asymmetrie, sodaß die Meßfehler größer werden. Vor- und Nachteil von Al dürften sich somit ausgleichen.

Die Anlage wurde mit einer Hg-Diffusionspumpe mit Kühlfalle betrieben, die jedoch in den Meßpausen nicht gekühlt war. Dadurch trat beim Au und Ag eine beobachtete Amalgamierung ein. Das Al schützt sich davor durch eine Oxydhaut. Diese Amalgamierung hat auf die Streuung beim Au keinen Einfluß, da die Ordnungszahl bei Au und Hg fast gleich ist. Beim Ag jedoch wird die effektive Ordnungszahl erhöht, sodaß man bei Ag eine größere Asymmetrie erhält als erwartet. Dadurch wird $|P(\text{Au/Ag})|$ erniedrigt und $|P(\text{Ag/Al})|$ erhöht. Die Meßergebnisse zeigen diese

Tendenz, jedoch liegen die Werte alle noch innerhalb der statistischen Fehlergrenzen. Sollte dieser Effekt reell sein, so dürfen nur die Au/Al -Werte berücksichtigt werden. Das Endergebnis ändert sich dadurch nicht, jedoch werden die Fehlergrenzen größer.

Es muß noch ein Wort über die noch nicht berücksichtigten systematischen Fehler gesagt werden. Es sind dies erstens Einflüsse der endlichen Präparatdicke und Unterlage, wodurch insgesamt ein systematischer Fehler von etwa 5% herinkommen mag. Dieser Fehler soll bei weiteren Messungen heruntergedrückt werden. Der Fehler bei den Korrekturen wegen der Streuung der Plexiglasunterlage und der Rückstreuung aus dem Glasgefäß sind zusammen sicher kleiner als 1%. Relativ unsicher ist aber noch, dies ist als zweitens zu erwähnen, die Asymmetriefunktion S , die als solche auf etwa 1% genau tabelliert ist, wo aber der noch nicht berücksichtigte Einfluß der Hüllenabschirmung den Wert von S um 5% erniedrigen kann. Eine exakte Tabellierung von S wäre eine Aufgabe der Theorie. Bevor sie durchgeführt ist, ist es nicht vordringlich den statistischen Fehler weiter herunterzudrücken.

Als Gesamtergebnis kann man schließlich das gewogene Mittel aller Werte der Tabelle angeben. Man findet für den Polarisationsgrad der Elektronen von Co^{60} (reiner GT-Übergang) für

$$B = 0,66$$

$$P = -0,635 \pm 0,04.$$

Daraus folgt (Definition siehe §1):

$$G = -0,96 \pm 0,06.$$

§8. Vergleich des eigenen Ergebnisses mit der Theorie und anderen Autoren.

Die experimentellen Ergebnisse für die Elektronenpolarisation erlaubter GT-Übergänge zeigt Fig.9. Die ausgezeichnete Gerade entspricht $P = v_e/c$, also $G = -1$. Bis auf einige Werte bei kleineren Energien, wo die Rückstreuung im Präparat, die Mehrfachstreuung in der Streufolie und die Rückstreuung vom Gefäß zu

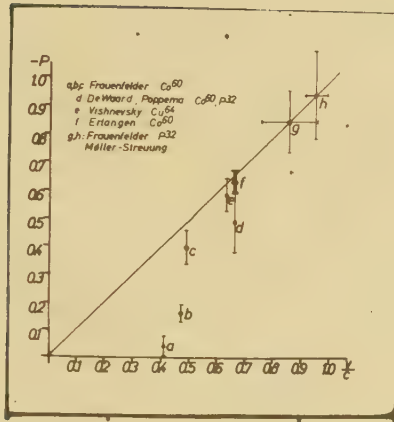


Fig.9. Die longitudinale Elektronenpolarisation erlaubter GT-Übergänge.

wenig berücksichtigt wurden, stimmen alle Werte mit $G = -1$ ($\pm 15\%$) überein. Es muß jedoch betont werden, daß die Genauigkeit der Versuche nicht ausreicht, um die mögliche Abweichung von $P = -v_e/c$ wegen der Nichterhaltung bei Zeitumkehr nachzuweisen. Die Versuche bei reinen Fermi-Übergängen und den gemischten Übergängen sowie auch bei Positronenstrahlern (hier bis auf das Vorzeichen) zeigen dasselbe Ergebnis. Dasselbe Ergebnis zeigen auch die Experimente, wo mit anderen Anordnungen dieselbe Kombination von Wechselwirkungskonstanten wie im Ausdruck G (§1) gemessen wird (Zusammenfassung aller bisherigen Ergebnisse bei [32]). Es sind dies reine GT-Übergänge. Die Versuche beziehen sich auf die Richtungsverteilung der Elektronen orientierter Kerne [7] [33] [34] und Versuch über die β - γ_{circpol} -Korrelation [8] [9] [10].

Da die Nicht-Erhaltung bei Zeitumkehr noch nicht bewiesen ist, wird man zur theoretischen Diskussion der Einfachheit halber vorläufig annehmen, daß die Erhaltung bei Zeitumkehr gilt. In diesem Falle muß dann sein:

$$(14) \quad \frac{2}{N} \{C_T C_T^* - C_A C_A^*\} = -1, \quad N = |C_T|^2 + |C_T'|^2 + |C_A|^2 + |C_A'|^2.$$

Dies ist der Fall für folgende Wahl der Kopplungskonstanten [35]:

$$C_T = -C_T' \quad C_A = C_A'.$$

In diesem Falle würde das imaginäre Glied in G automatisch verschwinden, sodaß man aus Messungen der Elektronenpolarisation prinzipiell nichts über die Nicht-Erhaltung bei Zeitumkehr aussagen kann. Im Moment lassen sich alle Experimente mit dieser Annahme über die Kopplungskonstanten erklären, die Fierz-Interferenzterme z.B. verschwinden auch automatisch. Dieser Zusammenhang für die Kopplungskonstanten bedeutet jedoch, daß sowohl die Zwei-Komponenten-Theorie wie auch die Zwillings-Neutrino-Theorie falsch sind (in beiden müßte $C_A = 0$ sein, was jedoch den Rückstoßexperimenten widerspricht [35]). Mit obiger Wahl der Kopplungskonstanten ist vereinbar die Nicht-Erhaltung der Leptonenzahl beim Beta-Zerfall (beim β -Zerfall wird bei T-Wechselwirkung ein Antineutrino ausgesandt und bei A-Wechselwirkung ein Neutrino. Diese Annahme wieder läßt sich mit einer Zweikomponententheorie vereinbaren [35]).

Literatur:

- 1 Rose, The Theory of Allowed Beta-Decay
 Konopinski, The Theory of Forbidden Beta-Decay
 Wu, Experiments on the Shapes of Beta-Spectra.
 The Interaction in Beta-Decay
 alles Artikel in Siegbahn, Beta- and Gamma-Ray
 Spectroscopy (1955)
- 2 Lee, Yang, Phys.Rev.104, 254 (1956)
- 3 Jackson, Treiman, Wyld, Nucl.Phys.4, 206 (1957)
- 4 Sherr, Miller, Phys.Rev.93, 1076 (1954)
- 5 Daniel, Schmidt-Rohr, Phys.Verhandl.8, 161 (1957)
- 6 Chang-Yun Fan, Phys.Rev.87, 252 (1952)
- 7 Wu et al., Phys.Rev.105, 1413 (1957)
- 8 Schopper, Phil.Mag.2, 710 (1957)
 Appel, Schopper, Zs.f.Phys.149, 103 (1957)
- 9 Patro, Lundby, Stroot, Vorabdruck
- 10 Boehm, Wapstra, PR 106, 1364 (1957)
- 11 Page, Heinberg, PR 106, 1220 (1957)
- 12 Hanna, Preston, PR 106, 1363 (1957)
- 13 Frauenfelder et al., PR 106, 386(1957)
- 14 De Waard, Poppema, Physica 23, 597 (1957)
- 15 Vishnevsky et al., Nucl.Phys.4, 271 (1957)
- 16 Tolhoek, Rev.Mod.Phys.28, 277 (1956)
- 17 Slätis, Source and Window Technique, in Siegbahn (1955)
- 18 Siegbahn, Beta-Ray-Spectrometer Theory and Design.
 in Siegbahn (1955)
- 19 Tuczek, Diplomarbeit der TH München (1954)
- 20 Paul, Steinwedel, Interaction of Electrons with Matter,
 in Siegbahn (1955)
- 21 Owen, Cook, PR 86, 961 (1951)
 Lane, Zaffarano, PR 94, 960 (1954)
- 22 Mott, Massey, The Theory of Atomic Collisions, (1949)
- 23 Sherman, PR 103, 1601 (1956)
- 24 Mohr, Tassie, Proc.Phys.Soc. A 67, 711 (1954)
- 25 Moliere, Zs.f.Naturf. 3a, 78 (1948)

- 26 Moliere, Zs.f.Naturf.2, 133 (1947)
27 Bothe, Zs.f.Naturf.4a, 542 (1949)
28 Heintze, Zs.f.Phys.148, 560 (1957)
29 Bothe, Durchgang von Elektronen durch Metrie,
im Blauen Handbuch, Bd.XXII/2 (1933)
30 Heintze, Zs.f.Physik, im Druck
31 Frauenfelder et al., PR 107, 643 (1957)
32 Alder, Vorabdruck aus den Proceedings der
Rehovoth-Konferenz (1957)
33 Wu et al., PR 106, 1361 (1957)
34 Postma et al., Physica 23, 259 (1957)
35 Cavanagh et al., Nucl.Phys., im Druck
36 Goldhaber et al., PR 106, 826 (1957)
37 Chase, Cox, PR 58, 243 (1940)
38 Moliere, Zs.f.Naturf., im Druck
39 Wegener, noch unveröffentlicht.

Ich danke Herrn Professor Dr.R.Fleischmann für die Überlassung dieser interessanten und lehrreichen Arbeit sowie sein ständiges förderndes Interesse an ihrem Fortgang.

Herrn Dr.Wegener danke ich für die Zusammenarbeit bei der ersten Arbeit über dieses Gebiet und viele wertvolle Diskussionen.

Die Herren cand.phys.Felsner und Güthner haben bei der Lösung technischer Probleme und der Durchführung der Messungen geholfen. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft stellte Apparate zur Verfügung.

Johann Bienlein

Lebenslauf.

Am 6. April 1930 wurde ich, Johann Konrad Bienlein, in Bayreuth geboren als Sohn des Reg.-Amtmann Johann Bienlein und seiner Ehefrau Magdalena, geborene Söldner.

Ostern 1936 kam ich in Bayreuth in die Volksschule, jedoch schon im selben Jahr wegen Versetzung meines Vaters nach Coburg. Dort trat ich 1940 in die Oberrealschule Ernestinum ein. An ihr legte ich 1949 das Abitur ab.

Im Wintersemester 1949/50 begann ich das Studium der Physik an der Universität Erlangen. Im Sommersemester 1952 legte ich die Diplomprüfung ab. Während der Semesterferien arbeitete ich als Werkstudent, die letzte Zeit im keramischen Forschungslabor der Siemens-Schuckertwerke in Redwitz. Die Diplomarbeit fertigte ich am Physikalischen Institut unter Prof. Dr. R. Fleischmann an. Die Diplomprüfung bestand ich im Sommersemester 1955. Seit dieser Zeit arbeitete ich, ebenfalls am Physikalischen Institut unter Prof. Dr. R. Fleischmann, an meiner Doktorarbeit. Ab 1.1.1956 hatte ich eine Stelle als wissenschaftliche Hilfskraft, seit 1.11.1957 als wissenschaftlicher Mitarbeiter des Physikalischen Instituts.

GEDRUCKT BEI LUDWIG MÜLLER ERLANGEN